Краткие сообщения по физике № 2 февраль 1970

О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ В ИМПУЛЬСНЫХ ОКГ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ

Л.Н. Туницкий, Е.М. Черкасов

1. Формирование дугового разряда низкого давления в трубках осуществляется в несколько стадий. Начальные стадии рассмотрены в[1]. Завершающая стадия – переход от тлеющего разряда к дуговому исследовалась в[2]. Она может быть разделена на стадию потенциальных волн и стадию нарастания тока. В настоящей работе исследуется стадия нарастания тока, которая важна для понимания процессов создания инверсии в импульсных газовых лазерах.

Стадия нарастания тока начинается с момента прихода фронта обратной волны потенциала и ионизации к катоду и характеризуется перенапряжением на трубке – напряжение на трубке оказывается больше, чем в стационарном режиме. Переход к стационарному режиму осуществляется путём увеличения разрядного тока, приводящего к перераспределению падения напряжения в цепи.

Принципиальных различий в процессах, протекающих при формировании стационарного дугового разряда и импульсного разряда, не имеется. Однако в последнем случае для стабилизации разряда также существенна разрядка ёмкости, что приводит к неустойчивости стационарного режима и прекращению разряда.

Рассмотрим ход плотности n_e и температуры T_e электронов при импульсном разряде. Для упрощения расчётов предположим, что напряжённость поля E, n_e и

T_e вдоль трубки не изменяются. Согласно[2], это предположение строго не соблюдается. Поэтому фактически будут определяться эффективные значения n_e и T_e.

При сделанных предположениях, исходя из условия квазинейтральности плазмы, и считая, что ионы и электроны, попадая на стенку, рекомбинируют, можно написать:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_a(T_e)\left\{\frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n_e}{\partial r}\right\} + Z(T_e)n_e \qquad (1)$$

при граничном условии $r = R$, $n_e = 0$ (1а)

и начальном условии $t = 0$, $n_e = n_0$ (1б)

В (1) $D_a(T_e)$ – коэффициент амбиполярной диффузии, $Z(T_e)$ – скорость ионизации и R – радиус трубки.

Ищем решение (1) в виде:

$$n_e = u(r,t)\exp\left[\int_0^t Z dt\right] \qquad (2)$$

Подставляя (2) в (1) получим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D_a\left\{\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}\right\} \qquad (3)$$

$$t = 0 \ , \ u(r,0) = n_0 \qquad (3а)$$

$$r = R, \ u(r,t) = 0 \qquad (3б)$$

Решение (3), удовлетворяющее граничному условию (3б), для больших времён $(t > R^2/D_a)$ имеет вид

$$u = A\exp\left\{-\int_0^t \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 D_a dt\right\} J_0\left(\frac{2,4}{R}r\right), \qquad (4)$$

где A – постоянная и J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Согласно (2)

$$n_e = A\exp\left\{\int_0^t \left[Z - \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 D_a\right]dt\right\} J_0\left(\frac{2,4}{R}r\right) \qquad (5)$$

и

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \left\{Z - \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 D_a\right\} n_e. \qquad (6)$$

Для малых времён $(t \ll R^2/D_a)$ можно положить $r - R = x$, перейти от (3) к одномерному уравнению диффузии и рассмотреть его решение для бесконечного полупространства.

Решение одномерного уравнения диффузии

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \qquad (7)$$

при начальном условии $t = 0,\ x < 0,\ u(x,0) = n_0$ (7а)
и граничном условии $t \geq 0,\ x = 0,\ u(R,t) = 0$ (7б)
имеет вид:

$$u = n_0\left\{1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{x}{\sqrt{4D_a t}}} \exp\left[-\xi^2\right] d\xi\right\}. \qquad (8)$$

Умножая (1) на $2\pi r dr$ и интегрируя по r от 0 до R, получим:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = ZN + 2\pi r D_a \left.\frac{\partial n_e}{\partial t}\right|_{r = R}, \quad \text{где } N = \int_0^R 2\pi r n dr. \qquad (9)$$

Подставляя (8) в (2) и дифференцируя результат по x, из (9) найдём:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = ZN - \sqrt{\frac{4\pi D_a}{t}}\, R n_0 \exp\left[\int_0^t Z dt\right]. \qquad (10)$$

Интегрируя (10), получим:

$$N = N_0 \exp\left[\int_0^t Z dt\right]\left\{1 - \frac{2\sqrt{4\pi D_a}}{\pi R}\sqrt{t}\right\} \simeq N_0 \exp\int_0^t Z dt - \frac{2\sqrt{4\pi D_a}}{\pi R}\sqrt{t} \tag{11}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left(Z - \frac{\sqrt{4\pi D_a}}{\pi R}\frac{1}{\sqrt{t}}\right)N. \tag{12}$$

Уравнения (5), (6), (11) и (12) позволяют установить ход n_e и T_e на протяжении импульсного разряда по экспериментально найденным значениям $\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial t}$, если известны функции $Z(T_e)$ и $D_a(T_e)$. Эти функции могут быть вычислены в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям по равенствам:

$$Z(T_e) = 9 \cdot 10^7 ap \exp\left[-\frac{eV_i}{kT_e}\right]\left(\frac{kT_e}{e}\right)^{1/2} V_i \tag{13}$$

$$D_a = \mu^+ \frac{kT_e}{e}, \tag{14}$$

где a – постоянная, V_i – потенциал ионизации, $\frac{kT_e}{e}$ – выражено в вольтах, а p – в мм рт. ст.; μ^+ – подвижность ионов[3].

В качестве примера рассмотрим импульсный разряд в трубке (l = 230 см; d = 1,5 см), наполненной азотом (p = 0,75 мм рт. ст.), который исследовался в[4]. В начальной стадии нарастания тока в условиях экспериментов[4] $n_e = 10^{12}$ см$^{-3}$, а T_e, как будет показано ниже, $\sim 40000\,^\circ$K. Оценки, выполненные по данным[5] для указанных n_e и T_e, приводят к времени релаксации распределения скоростей электронов за счёт парных соударений $\sim 10^{-8}$ сек и, следовательно, для расчётов $Z(T_e)$ и $D_a(T_e)$ допустимо пользоваться (13) и (14).

Кривые зависимости скоростей ионизации и диффузионных потерь от электронной температуры для больших $(t > R^2/D_a)$ и малых ($t = 10^{-6}$ и 10^{-7} сек) времён, вычисленные для рассматриваемого разряда, приведены на рис.1. Из них видно, что скорость диффузионных потерь заряженных частиц возрастает с уменьшением времени. Для времён $\sim 10^{-6}$ сек она близка к скорости потерь при больших временах. Поэтому для $t \geqslant 10^{-6}$ сек будет использована кривая 1 рис. 1.

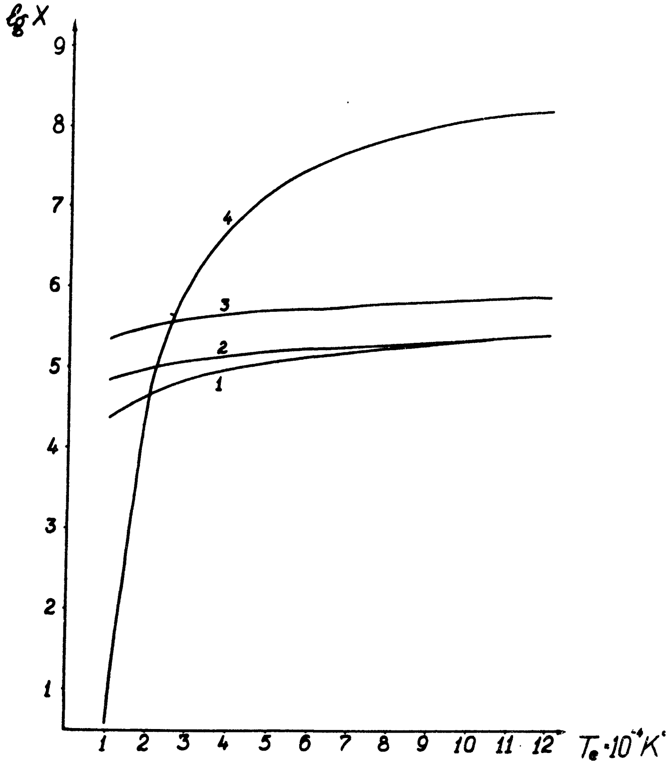
Значения $\dfrac{1}{n_e}\dfrac{\partial n_e}{\partial t}$ вычислялись по кривым $j(t)$ и $E(t)$, согласно равенству:

$$\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{j}\frac{\partial j}{\partial t} + \frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial t} \qquad (15)$$

Функции $j(t)$ и $E(t)$, полученные по данным[4], использовались при вычислении $n_e(t)$ и $T_e(t)$ по формулам (5) и (6). Результаты приведены на рис. 2. Постоянная А в (5) определялась из условия $n_e = 3\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ при $t = 0{,}8 \cdot 10^{-6}$ сек[4].

Следует отметить, что (13) не учитывает ступенчатую ионизацию, а её учёт привёл бы к более быстрому спаду T_e, так как в начале импульсного разряда при относительно малых n_e и высоких T_e удельный вес ступенчатых процессов меньше, чем в более поздние моменты времени.

Представляет интерес найти функции $Z(E/p)$ и $T_e(E/p)$. Это можно сделать, исходя из данных[4], где показано, что на начальном участке импульса тока n_e нарастает экспоненциально с показателем экспоненты γt и установлена зависимость $\gamma(E/p)$.



Р и с. 1. Кривые зависимости скоростей ионизации и диффузионных потерь от электронной температуры для разрядной трубки диаметром 1,5 см, наполненной азотом до давления 0,75 мм рт. ст.

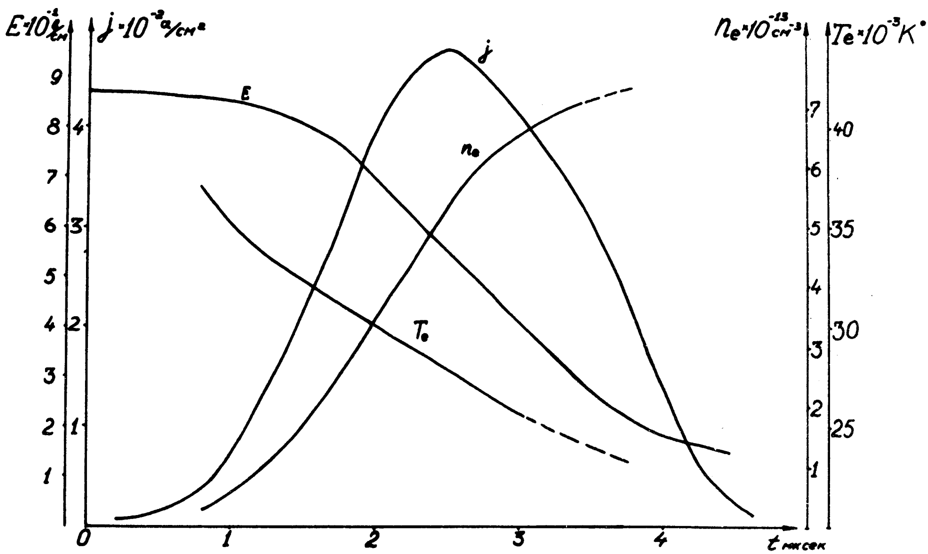
1. для $t > R^2/D_a$ $X = (\frac{2,4}{R})^2 D_a$;

2. для $t = 10^{-6}$сек $X = 1,5\sqrt{\frac{D_a}{t}}$;

3. для $t = 10^{-7}$сек $X = 1,5\sqrt{\frac{D_a}{t}}$;

4. $X = Z$

Начальный участок тока характеризуется высокой напряжённостью поля в трубке при малом разрядном токе, поэтому (5) может быть представлено в виде: $n_e = Be^{Zt}$. Таким образом $\gamma(E/p)$, найденные в[4], суть

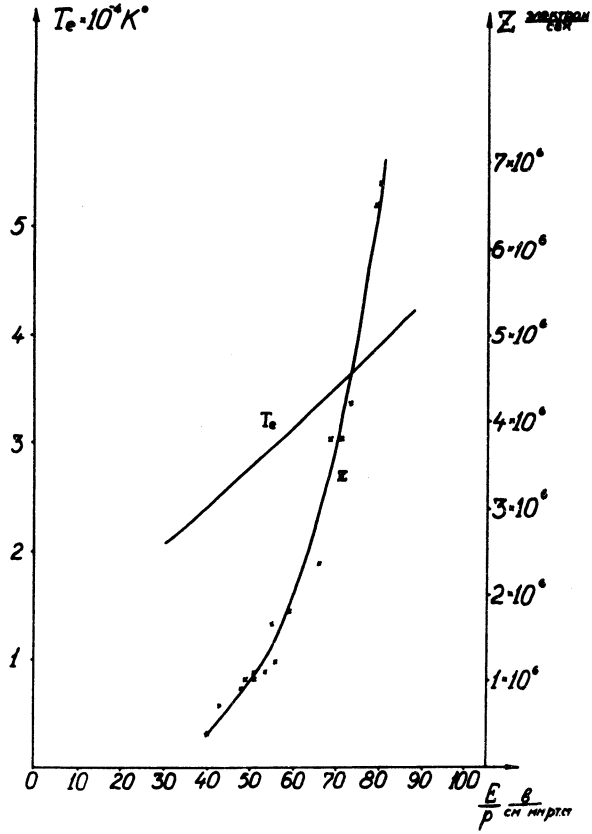


Р и с. 2. Зависимость j, E, n_e и T_e от времени на протяжении импульсного разряда.

$Z(E/p)$. Кривые $Z(E/p)$ и $T_e(E/p)$ построенные по данным[4], приведены на рис. 3.

2. Полученная временнáя зависимость $n_e(t)$ и $T_e(t)$ для импульсного разряда в азоте может быть распространена и на разряды в других газах. Вероятно, для известных импульсных ОКГ (полосы $N_2(1+)$, полосы $N_2(2+)$. полосы Ангстрема молекулы CO и полосы водорода) срыв генерации и спонтанного излучения во время токового импульса связан со спадом T_e. В некоторых случаях, например, для полос $N_2(1+)$, для срыва генерации может оказаться существенным

медленное обеднение нижнего состояния. Учитывая быстрый рост плотности заряженных частиц в импульсном разряде, следует признать возможным, что в некоторых системах для срыва генерации и спонтанного излучения



Р и с. 3. Зависимость Z и T_e от E/p.

важны "сверхупругие" соударения возбуждённых частиц с электронами[4].

Представляет интерес рассмотреть генерацию на полосах (0,0), (1,0) и (0,1) системы $N_2(2+)(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$ [6].

Оценки, проведённые по известным[7] сечениям возбуждения колебательных уровней $C^3\Pi_u(v = 1)$ и $B^3\Pi_g(v = 0)$, показывают, что для преимущественного заселения верхнего $C^3\Pi_u(v = 1)$ состояния необходима $T_e \gtrsim 100000^\circ K$. Известно, что генерация на полосах $N_2(2+)$ получается при очень высоких напряжениях. Например, в[6] она получалась при напряжении на трубке $\sim$ 40 кв и длине $\sim$ 100см. При этом E/p может достигать величины $\sim$ 400 в/см мм рт. ст. Согласно[4], при $\frac{E}{p} = 150$ в/см мм рт.ст. имеем $\gamma = 5\cdot 10^7$, что соответствует $T_e = 70000^\circ K$. Естественно при $\frac{E}{p} = 400$ в/см мм рт.ст. электронная температура будет ещё больше (см. рис.3), что и ведёт к инверсии на $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ переходе N_2 в начальной стадии импульсного разряда.

Поступила в редакцию
1 декабря 1969 г.

Литература

1. Туницкий Л. Н., Черкасов Е. М. ЖТФ, 39, 2173, (1969).
2. Westberg R.Y. Phys. Rev. 114, 1 (1959).
3. Энгель А., Ионизованные газы, Физматгиз 1959 г.
4. Князев И. Н. Диссертация, ФИАН 1968 г.
5. Грановский В. Л. "Электрический ток в газах" т.1 ГИТТЛ 1952 г.
6. Каслин В. Н., Петраш Г. Г. ЖЭТФ, 54, 1081 (1968).
7. Скубенич В. В. Диссертация, Харьковский Гос. Университет, 1969 г.